Über das Auftreten des Kerrphänomens in Gläsern.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DER

PHILOSOPHISCHEN DOKTORWÜRDE

VORGELEGT DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT

ZU

FREIBURG IM BREISGAU

VON

ODO D. TAUERN

AUS

NEW-YORK.

ACAD. LUDOVIC. BIBL.

Freiburg i. Br.

Speyer & Kaerner

Spezialbuchhandlung für Medizin und Naturwissenschaften.

1909.

Gedruckt mit Genehmigung der mathem.-naturw. Abt. der philosophischen Fakultät zu Freiburg i. Br.

Dekan:
Professor Dr. Osann.

Referent:
Geh. Hofrat Prof. Dr. Himstedt.

Druck von A. Bonz' Erben in Stuttgart.

Dem Andenken
an meine geliebte Pflegemutter.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543127_0050

Über das Auftreten des Kerrphänomens in Gläsern

nebst einer quantitativen Bestimmung der Kerrkonstanten im Schwefelkohlenstoff.

Im Jahre 1875 machte Kerr[1] die Entdeckung, dass Dielektrika in einem elektrischen Felde Doppelbrechung zeigen. Er fand dies zunächst an Gläsern und Harzen, die er in das inhomogene elektrische Feld zwischen zwei kugelförmigen Konduktoren brachte. Bald darauf wurden diese Versuche, jedoch ohne Erfolg, von Gordon[2] und Mackenzie[3] wiederholt. Im Jahre 1879 fand Kerr[4] dasselbe Phänomen bei der Untersuchung isolierender Flüssigkeiten. Es zeigte sich, dass die Erscheinung nicht bei allen Flüssigkeiten gleich war. Schwefelkohlenstoff und viele andere verhielten sich wie Glas, das in der Richtung der Kraftlinien des Feldes gedehnt wird. Diese Doppelbrechung nennt Kerr positiv. Glas und eine Reihe flüssiger Dielektrika wurden negativ doppelbrechend. Auf die Veröffentlichung dieser Versuche hin beschäftigten sich Röntgen[5] und Quincke[6] gleichzeitig mit der Erforschung dieses Kerrphänomens und bestätigten Kerrs Beobachtungen.

---

[1] Kerr, Phil. Mag. 50 (337) 1875.
[2] Gordon, Phil. Mag. 2 (203) 1876.
[3] Mackenzie, Wied. Ann. 2 (356) 1877.
[4] Kerr, Phil. Mag. 8 (85 und 229) 1879.
[5] Röntgen, Wied. Ann. 10 (77) 1880.
[6] Quincke, Wied. Ann. 10 (536) 1880.

Die Doppelbrechung des Glases schrieb Quincke allerdings der Inhomogenität des Feldes zu, da er die Erscheinung im homogenen Felde einer Franklinschen Tafel, wo keine starken mechanischen Kräfte auftreten, nicht konstatieren konnte. Ausserdem war der Sinn der Doppelbrechung, die Kerr beobachtet hatte, wie schon erwähnt, negativ, und dies stimmte mit der Auffassung Quinckes, dass die Erscheinung als Folge des Druckes der sich anziehenden Elektroden zu erwarten wäre, gut überein. Diese Erklärung konnte natürlich nicht für Flüssigkeiten gelten, da unter den gegebenen Verhältnissen ein einseitiger Druck in ihnen nicht auftreten kann. Infolgedessen musste man das Phänomen auch in einem homogenen Felde erwarten. Kerr wies dies zuerst bei Schwefelkohlenstoff[1] nach, ebenso später bei anderen Flüssigkeiten[2]. Er fand, dass die Doppelbrechung proportional ist dem Quadrat des angelegten Potentials, ausserdem ist sie proportional der Länge der elektrisch beeinflussten, durchstrahlten Schicht, umgekehrt dem Quadrat ihrer Dicke und direkt einer spezifischen Konstanten, der sogenannten Kerrschen Konstanten B. Es ist also wenn d der Gangunterschied in Wellenlängen ist, und sonst alles im absoluten Masssystem gemessen wird,

$$d = \frac{B \cdot l \cdot P^2}{a^2}.$$

Die ersten quantitativen Messungen der Kerrkonstanten bei Flüssigkeiten machte Quincke[3]; in neuerer Zeit sind derartige Messungen von Lemoine[4] und W. Schmidt[5] ausgeführt worden.

Im Jahre 1885 gelang es Kerr schliesslich das Phänomen auch bei Glas im homogenen Felde zu konstatieren,

[1] Kerr, Phil. Mag. 9 (159) 1880.
[2] Kerr, Phil. Mag. 13 (153) 1882.
[3] Quincke, Wied. Ann. 19 (729) 1883.
[4] Lemoine, Compt. Rend. 122 (835) 1896.
[5] Schmidt, Wied. Ann. 7 NF. (142) 1902.

wobei allerdings die gefundene Doppelbrechung nahe an der Grenze der Beobachtungsmöglichkeit lag[1]. 1896 wurden die Versuche von Herrn Himstedt wiederholt und an einigen schweren von Schott und Gen. gelieferten Gläsern bestätigt. Da sich in der letzten Zeit die optischen Hilfsmittel derart verbessert haben, dass man Doppelbrechungen von etwa ein zweitausendstel Wellenlänge Gangunterschied noch genau messen kann, habe ich auf Veranlassung von Herrn Himstedt das Verhalten von Glas im homogenen elektrischen Felde weiter untersucht.

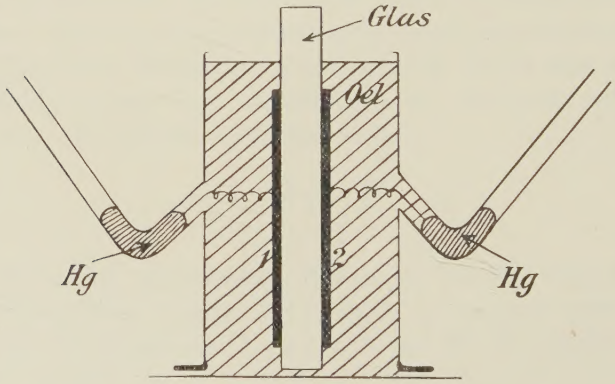
---

[1] Kerr, Phil. Mag. 20 (363) 1885.

Vorversuche.

Beschreibung der Apparatur.

Das zu untersuchende Material wurde in Platten von etwa 10 cm Länge und 5 cm Breite benutzt, die ca. 2—4 mm dick geschliffen waren. Die Enden waren fein poliert, so dass man bequem der Länge nach durchsehen konnte. Diese



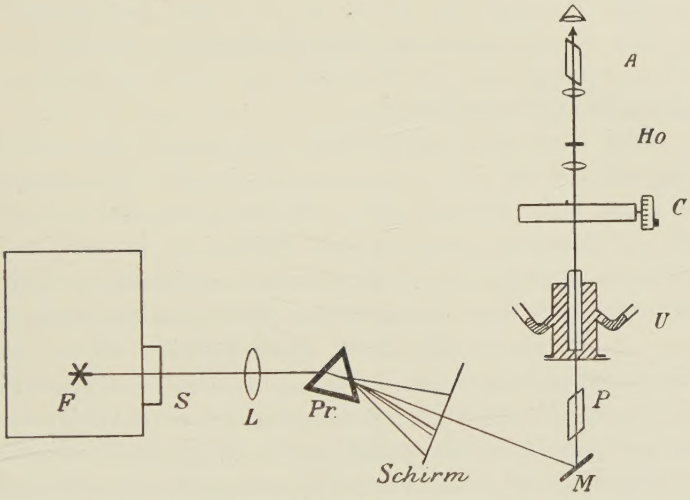
1 und 2 sind die Elektroden.
Fig. 1 Glaskondensator.

Platten wurden mit Elektroden belegt und in ein mit Paraffinöl gefülltes Gefäss gestellt (Fig. 1).

An dem Gefäss waren beiderseitig V-förmige Röhren angeschmolzen, deren Knie mit Quecksilber gefüllt war. Es wurde auf diese Weise erreicht, dass man die an den Elek-

troden angebrachten Drähtchen unter der Öloberfläche isoliert aus dem Gefäss herausleiten konnte, ohne lästige Kittstellen in der Gefässwand anbringen zu müssen; denn die Drähtchen tauchten von Innen in die Quecksilberabschlüsse, während man von Aussen die Zuleitungen zur Elektrizitätquelle hineintauchen konnte.

Den Aufbau der Apparatur kann man aus Fig. 2 ersehen. *F* ist die Lichtquelle. Das anfänglich benutzte Natriumlicht wurde bald als zu lichtschwach verworfen und statt dessen eine Quecksilberbogenlampe aus Quarz von Heräus (Hanau) gebraucht. Das Bild des doppelten Spaltes *S* wurde



(Fig. 2.)

durch die Linse *L* und das Schwefelkohlenstoffprisma *Pr* spektral zerlegt und auf den *Schirm*, projiziert. Der an geeigneter Stelle in dem Schirm befindliche Spalt liess das Licht der grünen Hg-linie hindurch. Durch den Spiegel *M* wurde dann der Lichtstrahl in den senkrecht aufgebauten Polarisationsapparat gelenkt.

P ist der Polarisator und *U* das Untersuchungsgefäss,

dessen Kondensatorflächen in einem Winkel von 45° zu der Polarisationsebene orientiert waren. Um die im Untersuchungsgefäss auftretende Doppelbrechung zu kompensieren resp. zu messen, war darüber ein Kompensator mit derselben Orientierung eingeschaltet. Dieser von Fuess in Steglitz hergestellte Apparat war ein verbesserter Quarzkeilkompensator nach Angaben von Herrn Prof. Königsberger, der sich die Beschreibung des Apparates in einer besonderen Veröffentlichung vorbehält. Durch geeignete Verstellung liess sich erreichen, dass der Kompensator eine positive Doppelbrechung oder eine negative erzeugte, resp. optisch inaktiv war. Die Ablesung erfolgte auf einem Zahnrad für die Hunderter und auf einer Trommel für die Einer. Um eine Doppelbrechung von dem Gangunterschied einer Wellenlänge Na 589 zu erhalten, musste man die Trommel um 6430 Teilstriche vom Nullpunkt aus weiterdrehen.

Mit einem so empfindlichen Instrument, wie es dieser Kompensator war, kam man natürlich nicht damit aus, nur auf Dunkelheit bei gekreuzten Nicholls einzustellen, da sie sich auf eine sehr grosse Anzahl Teilstriche erstreckte. Um die genaue Stelle der Kompensation ermitteln zu können, stellte ich mir ein empfindliches Halbschattenokular nach Brace[1] mit einer von Herrn Prof. Königsberger angegebenen Abänderung her. Durch diese in ein Mikroskopokular eingeschaltete Vorrichtung *Ho* und den Analysator *A* gelangte das Licht schliesslich in das Auge des Beobachters.

Diese Anordnung war von ganz ausserordentlicher Empfindlichkeit, sodass ich leicht auf zwei Teilstriche der Trommel genau einstellen konnte, ausser wenn die einzelnen Teile des Lichtbündels optisch verschieden wirksame Wege zu durchlaufen hatten, so dass sich verschiedene Doppelbrechungen übereinanderlagerten. Dies ist bei dem nie ganz spannungsfreien Glase immer der Fall, und drückt die Empfindlichkeit oft auf 10 Teilstriche herunter.

---

[1] Brace, Phys. Rev. 18 p. 70, 19 p. 218. 1904.

Es ging diese Empfindlichkeit weit über das hinaus, was den früheren Beobachtern des Kerrphänomens zu erreichen möglich war.

Das Ölgefäss mit der Glasplatte soll in den weiteren Ausführungen der Kürze halber Kondensator genannt werden.

Durch die vorher erwähnten Quecksilberabschlüsse konnte man ein recht hohes Potential an die Elektroden legen, ohne dass das Öl durchgeschlagen wurde. Die Potentialdifferenz wurde durch eine Whimshurstmaschine erzeugt; zum Treiben derselben benutzte ich einen Elektomotor.

Orientierende Versuche.

Da es zuerst galt überhaupt eine Doppelbrechung nachzuweisen, wurde das Potential annäherungsweise durch die Länge einer Funkenstrecke gemessen, die zu dem Kompensator parallel geschaltet war. Es wurden alle möglichen Gläser, wie sie im Handel erhältlich sind, untersucht. Nur bei einigen liess sich eine geringe Doppelbrechung konstatieren, aber nicht messen. Einen ausgezeichneten Erfolg bekam ich erst bei der Untersuchung eines Stückes Flintglas. Ich wendete mich daraufhin an die Glaswerke von Schott und Genossen in Jena, welche im Jahre 1895 die Gläser geliefert hatten, bei denen Herr Prof. Himstedt die Doppelbrechung hatte beobachten können, und diese waren so liebenswürdig, mir eine ganze Reihe verschiedener Gläser, insbesondere schwere und schwerste Flintgläser zur Verfügung zu stellen.

Um einen gut leitenden Kontakt zwischen den Elektroden und dem Glase herzustellen, wurden die Gläser auf folgende Weise zur Untersuchung vorbereitet: Die gut plan geschliffenen Elektroden aus starkem Messingblech wurden amalgamiert und mit überschüssigem Quecksilber auf die Platten gedrückt. Um ein Herausdringen des Quecksilbers und ein Eindringen des Paraffinöls zu verhindern, wurden die Elektroden zuerst

mit fast starrem Kanadabalsam umkleidet und dann mit Schellack überzogen. Diese Arbeit hatte den folgenden Zweck: Wenn man nur Schellack nimmt, so sprengt bei Temperaturerhöhungen das Quecksilber den Lack ab und dringt heraus. Der elastische Kanadabalsam verhindert das wohl, wird aber ohne den Schutz durch den Lack bald vom Paraffinöl zerstört.

Die Versuche mit den so zubereiteten Gläsern gaben die Erscheinung schön und deutlich messbar. Wie schon Kerr konstatiert hatte, gibt Flintglas eine positive Doppelbrechung. Der Sinn der Doppelbrechung ist, wie bereits erwähnt, so festgelegt, dass man diejenige als positiv ansieht, die Glas zeigt, wenn es in der Richtung der Kraftlinien gedehnt wird. Im Laufe der weiteren Untersuchung bin ich dazu übergegangen, die Glasplatten mit Staniolelektroden zu belegen, die mit Schellack festgeklebt wurden, da ich durch entsprechende Versuche hatte feststellen können, dass die ausserordentlich dünne Lackschicht von keinem Einfluss auf das Potentialgefälle im Glas war.

Potentialmessung.

Die Potentialdifferenz wurde bei den ersten Versuchen nur mit einer Funkenstrecke gemessen. Da aber das Funkenpotential nicht allein von der Temperatur abhängt, sondern auch von der Ionisation der Luft, und der Bestrahlung mit ultraviolettem Lichte, so waren die aus der Schlagweite abgeleiteten Werte sehr ungenau. Diese Ungenauigkeit zeigte sich derart in den Messresultaten, dass man nur auf die Grössenordnung nicht auf den wahren Betrag der Kerrkonstante schliessen konnte.

Jetzt galt es also eine gute Messmethode ausfindig zu machen, um die relativ hohen Potentiale auf mindestens $1\,\%$ genau messen zu können. Da bei einer Elektrisiermaschine Schwankungen in der gelieferten Potentialdifferenz nie zu vermeiden sind, so musste ein Messapparat gesucht werden, dessen Einstellungen gleichzeitig mit den Potentialschwankungen erfolgen.

Ein Siemenssches Elektrometer, das mir zur Verfügung stand, genügte dieser Bedingung recht gut, nur konnte man mit ihm kein Potential über 10000 Volt direkt messen. Ich suchte daher durch Potentialteilung das Instrument für meine Zwecke brauchbar zu machen und bediente mich einer Anordnung, bei der das Ohmsche Gesetz als Prinzip zugrunde gelegt ist. W. Voigt hat sie in seiner Würzburger Dissertation mit gutem Erfolge untersucht. Es wird bei dieser Anordnung die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten eines

grossen Widerstandes gemessen, an dessen Enden das Gesamtpotential gelegt wird.

Als Widerstand wurde ein Holzstab benutzt, der aus möglichst trockenem, gleichmässigen Holze gemacht war. Der gut polierte Stab, der mit Zuleitungen an den Enden und an verschiedenen andern Stellen versehen war, wurde in einem entsprechend langen und schmalen Blechkasten so aufgehängt, dass er an keiner Stelle den Wänden zu nahe war. Der ganze Kasten wurde dann mit einer isolierenden Masse ausgegossen. Reines Paraffin erwies sich dabei als unbrauchbar, da es sich beim Erkalten ohne genügende Elastizität zu besitzen so stark zusammenzieht, dass es um den Stab herum springt und feine Kanälchen bildet, durch die natürlich ganz unberechenbare Nebenschlüsse entstehen. Als gut bewährte sich dagegen eine Mischung von Paraffin und Bienenwachs, die beim Erstarren sehr lange plastisch und elastisch bleibt. Um die so hergestellte Anordnung zu aichen, wird ein grade noch messbares Potential an die Enden gelegt und die Grösse der Potentialdifferenz zwischen den einzelnen Kontaktstellen direkt mit dem Elektrometer gemessen, um das Widerstandsverhältnis der Abschnitte zur ganzen Länge des Stabes zu bestimmen. Voigt erreichte mit seinem Holzstabe bei der Aichung recht konstante Werte. Ich stellte mir dieselbe Vorrichtung her, bekam aber niemals eine Konstanz, vielmehr veränderte der Stab bei Dauerbelastung immer seinen Widerstand und zwar nicht gleichmässig an allen Stellen, was ja nichts geschadet hätte, sondern auf ganz unberechenbare Weise; ob das daran lag, dass der Stab vielleicht nicht trocken genug war, obwohl er vor der Benutzung tagelang in dem Trockenofen eines Tischlers gelegen, oder daran, dass das Holz überhaupt bei der Elektrisierung seinen Widerstand ändert, und zwar je nach der Dichte der Fasern an verschiedenen Stellen verschieden, das liess sich ohne längere Beschäftigung mit der Frage nicht feststellen.

Ich suchte daher nach einer anderen Methode. Es lag sehr nahe das Phänomen, das ich untersuchte selbst zur Mes-

sung des Potentials zu benutzen, zumal das Kerrphänomen in Flüssigkeiten vollkommen definiert ist. Es ändert sich die Grösse der Konstanten nicht durch die Höhe des angelegten Potentials, ebenso ist die Temperatur nicht von grossem Einfluss (etwa 10% Abnahme bei 24° Temperaturerhöhung).

Um zu sehen, wie gross die Genauigkeit der Messung theoretisch wird, braucht man nur die Formel zu betrachten. Es ist:

$$P^2 = -\frac{d\,a^2}{B\,l}$$

d kann mit dem empfindlichen Halbschattenokular und einem mässig guten Kompensator auf einen Teilstrich genau gemessen werden. Die prozentuale Genauigkeit hängt also lediglich von der gesamten Doppelbrechung ab. Bei meinen Messungen arbeitete ich mit einer Doppelbrechung, die durch 200—400 Teilstriche kompensiert wurde; das gibt eine Genauigkeit von $^1/_4$—$^1/_2$%. Sonstige Fehler, wie die ungenaue Bestimmung der Apparaturkonstanten und der Grösse von B, wirken, wenn man die gleiche Anordnung während der ganzen Versuche beibehält, gleichmässig auf alle Resultate, sodass ihre relativen Werte dadurch unbeeinflusst bleiben.

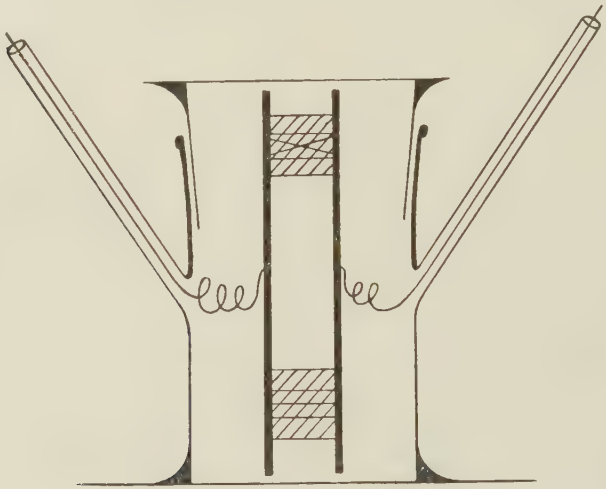
Um den absoluten Wert der Kerrkonstanten für die untersuchten Gläser berechnen zu können, muss allerdings der absolute Wert von B für CS_2 bekannt sein.

Da die von verschiedenen Beobachtern hierfür gefundenen Werte keine genügende Übereinstimmung zeigen, habe ich im zweiten Teile meiner Arbeit eine absolute Bestimmung der Kerrkonstanten des Schwefelkohlenstoffes gemacht und habe dabei gefunden, dass der von Quincke[1] gefundene Wert richtig ist, während der Wert, welchen Lemoine[2] gefunden hat, um ca. 25% zu gross ist.

Das Gefäss des Vergleichskondensators bestand in einem weiten Rohre, an welches unten eine aufgeschliffene Glas-

[1] Lemoine, C. R. 122 (835). 1896.
[2] Quincke, Wied. Ann. 19 (729). 1883.

scheibe gekittet war. Zu beiden Seiten war an das Rohr je eine dünne hochgebogene Röhre angeschmolzen, welche die Zuleitungen der Kondensatorplatten aufnehmen sollten. Als Deckel war ein ebenfalls mit aufgekitteter Scheibe verschlossenes Stück Rohr sauber eingeschliffen (Fig. 3).



(Fig. 3.)

Es lohnt sich vielleicht an dieser Stelle, den stets benutzten Kitt zu erwähnen, denn es ist schwer etwas zu finden, was dicht hält und nicht vom Schwefelkohlenstoff angegriffen wird. Als einziges bewährte sich hiebei eine Mischung von fein gepulvertem Asbest und dickflüssigem Wasserglas. Dieser Kitt trocknet sehr schnell und wird so fest, dass das damit gekittete Glas eher zerspringt als der Kitt. Der Kitt lässt sich obendrein leicht in heissem Wasser auflösen, während er dem CS_2 widersteht.

Als Kondensatorplatten wurden ziemlich dicke Zinkrechtecke benutzt, die auf der Karborundscheibe möglichst plan geschliffen waren. Um die Scheiben auseinanderzuhalten nahm ich Stücke aus einem Streifen Spiegelglas, die ich mit der Schraubenleere auf gleichmässige Dicke genau untersucht

hatte. Fehler in der Bestimmung der Plattenentfernung können also nur an einem nicht genau Ebensein der Platten liegen.

Nach einigen vergeblichen Versuchen, die Platten mit Glasklammern zusammenzuhalten, musste ich zu Seidenfäden meine Zuflucht nehmen. Alle anderen Materialen, die gut isolieren, werden vom Schwefelkohlenstoff zerstört. Die Seide hat sich im Laufe der Untersuchung gut bewährt.

Für den beschriebenen Schwefelkohlenstoffkondensator wurde eine eigene optische Einrichtung gemacht, ganz ähnlich wie die anfangs beschriebene Apparatur zur Bestimmung der Doppelbrechung im Glas. Die einzelnen Teile wurden übereinander auf ein Bunsensches Stativ montiert. Als Lichtquelle wurde eine Na-Flamme benutzt, da ich in diesem Falle wegen des grossen Plattenabstandes ein genügend helles Gesichtsfeld mit der Na-Flamme erzielen konnte. Der Versuchskondensator wurde direkt daneben montiert, so dass man mit dem rechten Auge das Glas, mit dem linken den Schwefelkohlenstoff betrachten konnte. Aus Zweckmässigkeitsgründen war bei der definitiv benutzten Anordnung von dem anfangs erwähnten Polarisationsmikroskop der ganze obere Teil abgeschraubt und es wurde nur der Tisch mit den darin montierten Beleuchtungslinsen und dem Polarisator verwandt, während der obere Teil der Apparatur ebenfalls auf ein Stativ montiert war.

Diese Anordnung hat den Vorteil, dass das Potential selbst nicht ausgerechnet zu werden braucht, denn es wird:

$$P^2 = \frac{d' a'^2}{B' l'} \quad \text{eingesetzt in: } B = \frac{d a^2}{l P^2} \quad \text{das gibt:}$$

$$B = \frac{d a^2 B' l'}{d' a'^2 l}.$$

Messende Versuche an Schott'schen Gläsern.

Als erstes wurde ein Stück Flintglas untersucht, und zwar ein Silikatglas mit 44 % PbO (Fabrikmarke „O 118"). Um das von der Whimshurstmaschine gelieferte Potential konstant zu halten, wurde mit dem einen Pol der Elektrisiermaschine ein Platindrähtchen mit feiner Spitze verbunden: die Entfernung der Spitze von dem entgegengesetzt geladenen Konduktor der Maschine konnte beliebig geändert werden. Durch diese schon von Sieveking[1] und Tamm[2] benutzte Vorrichtung konnte das Potential so konstant gehalten werden, dass die Einstellung des CS_2-Kondensators nur um etwa 2 Teilstriche variierte, was bei einer gesamten Doppelbrechung von 200—300 Teilstrichen kaum in Betracht kam. Ein Teilstrich bedeutete hier einen Gangunterschied von $^1/_{1853}$ Na-Wellenlänge.

Es wurden immer beide Kompensatoren bei gleichbleibendem Potential mehrmals abgelesen, um Einstellungsfehler möglichst eliminieren zu können, und dann das Potential variiert. Jede Messung musste einzeln berechnet werden, was keine besonderen Schwierigkeiten bereitete, da nur das Verhältnis der beiden Doppelbrechungen in Rechnung zu setzen war, weil die übrigen Grössen bei ein und derselben Glasplatte konstant waren. Es musste also die Grösse: $\frac{a^2 B' l'}{a'^2 l}$ jeweils mit $\frac{d}{d'}$ multipliziert werden.

[1] Sieveking, Freiburger Dissertation 1899.
[2] Tamm, Freiburger Dissertation 1901.

Aus den so gefundenen Werten wurde dann das Mittel genommen. Es ergab sich für dieses Glasstück als Resultat: $B = 0{,}63 \cdot 10^{-8}$.

Es erhebt sich nun die Frage, ob die Doppelbrechung nicht die Wirkung des Randfeldes, also eines inhomogenen Feldes ist. Um dies zu prüfen, wurde eine ganz grosse Platte aus demselben Glase (O 118) untersucht. Die Elektrodenlänge betrug hier 20,15 cm im Gegensatz zu den 7,554 cm bei der kleinen Platte. Da wegen der Grösse der Platte die Dicke (a) etwas grösser genommen werden musste als bei der kleinen (a war etwa $1^1/_2$ mal so gross), so konnte trotz der grösseren Länge keine viel grössere Doppelbrechung erzielt werden. Die Messung wurde noch dadurch ziemlich erschwert, dass das Licht beim Durchgang durch die lange Glasschicht stark absorbiert und depolarisiert wurde. Aus den Messungen an der grossen Platte ergab sich $B = 0{,}65 \cdot 10^{-8}$. Eine Bestätigung dieses Versuches war es, dass die Doppelbrechung nicht mehr messbar war, als an die kleine Platte ganz kurze Elektroden angelegt wurden. Man hat es also hier wirklich mit einer Wirkung des homogenen Feldes zu tun. Die Wirkung des Randfeldes selbst berechnet sich nach einer von Lemoine[1] aufgestellten Formel. Das Randfeld wirkt wie eine Verlängerung der Elektroden um:

$$\frac{a}{\pi} - \frac{a^2}{\pi l} \cdot \ln \frac{\pi l}{a}$$

das macht im Falle der kleinen Platte $^6/_{100}$ cm.

Bei diesem recht gut isolierenden Flintglase zeigte sich eine ganz interessante Erscheinung. Bei längerem Elektrisieren behielt das Glas nach dem Entladen einen Teil der Doppelbrechung. Diese Remanenz verschwand gewöhnlich im Laufe einer Stunde. In der folgenden Tabelle sollen die Ablesungen einer Messreihe wiedergegeben werden, die deutlich die Remanenz veranschaulichen. Der Wert von B ist nur

[1] Lemoine, Compt. Rend. 122 (835). 1896.

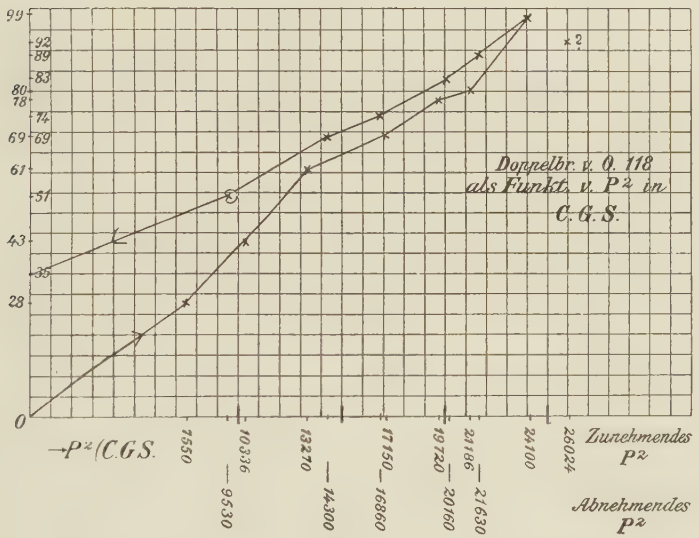
für die Werte bei ansteigendem Potential berechnet worden, da bei abnehmendem Potential die Doppelbrechung wegen der Remanenz nicht mit dem Quadrat des Potentials abnehmen kann. In der Figur 4 sind die Werte der Doppelbrechung mit den Potentialquadraten als Abszissen eingetragen.

CS_2 Kond.	Gl. Kond.	P^2 in CGS	B 10^{-8}
103	28	7550	6,13
141	43	10336	6,88
181	61	13269	7,60
234	69	17150	6,70
269	78	19720	6,53
289	80	21186	6,23
329	99	24100	6,78
295	89	21630	
275	83	20160	6,6
230	74	16860	im Mittel
195	69	14300	
130	54	9530	
	35	nach dem Entladen	
	13	nach ½ Stunde	
	4	nach 1 Stunde.	

Diese bei den meisten untersuchten Gläsern auftretende Erscheinung lässt sich entweder dadurch erklären, dass eine elektrische Remanenz das Kerrphänomen nach dem Entladen aufrechterhält, oder dass hier eine elastische Nachwirkung vorliegt. Um diese Frage zu entscheiden, untersuchte ich eine Reihe Glasstücke von der Sorte O 118, konnte aber keine Regelmässigkeit in der Erscheinung konstatieren. Nur eines liess sich feststellen, nämlich, dass die Remanenz nicht elektrischer Natur ist, da ich weder durch kurzes noch durch langes Einwirken des entgegengesetzten Potentialsgefälles die

Remanenz beseitigen konnte. Die Remanenz muss daher wohl auf einer elastischen Nachwirkung beruhen.

Weiter wird man die Frage aufwerfen können, ob nicht die auftretende Doppelbrechung lediglich dadurch hervorgerufen wird, dass durch den Druck der sich anziehenden Elektroden eine Piezodoppelbrechung entsteht. Es lässt sich leicht zeigen, dass dies nicht der Fall sein kann, denn die mechanische Doppelbrechung ist negativ, kann also höchstens die positive Wirkung des Kerrphänomens beeinträchtigen. Wieviel die



d in Trommelablesungen $1 = \frac{1}{5847} \cdot \lambda$ für $\lambda = 546\ \mu\mu$.

(Fig. 4.)

Kerrkonstante hierdurch bei meinen Versuchen falsch werden kann, lässt sich wenigstens angenähert berechnen.

Die in einem Glase erzeugte Doppelbrechung ist proportional dem angewendeten Drucke, und umgekehrt der Breite der gepressten Schicht, hängt aber, wie eine einfache Überlegung zeigt, nicht von ihrer Länge ab. Die Pro-

portionalitätskonstante C hat Pockels[1] für viele Gläser genau gemessen.

Es ist also: $d = C \times$ Druck/Breite.

Die elektrische Kraft, mit der sich zwei entgegengesetzt geladene Scheiben anziehen, nimmt zu mit dem Quadrat des Potentials (P) und der Grösse der Scheiben $(F) = (Br \times l)$. Sie nimmt ab mit dem Quadrat der Entfernung und ist umgekehrt proportional $8 \pi \varepsilon$ ($\varepsilon =$ Dielektrizitätskonstante).

Es ist also der Druck, den die Scheiben auf das Glas ausüben:

$$Dr = \frac{P^2 Brl}{a^2 8 \pi \varepsilon}$$

Das gibt für die Doppelbrechung:

$$d = \frac{P^2 l}{a^2} \left(\frac{C}{8 \pi \varepsilon} \right)$$

Vergleicht man diese Formel mit der Kerrschen Formel:

$$d = \frac{P^2 lB}{a^2}$$

so sieht man, dass die Grösse $\frac{C}{8 \pi \varepsilon}$ der Kerrkonstanten entspricht. Die bei den Versuchen gemessene Doppelbrechung setzt sich also zusammen aus dieser rein mechanischen plus der Kerrschen Doppelbrechung. Es ist also:

$$d = \frac{lP^2}{a^2} \left(B - \frac{C}{8 \pi \varepsilon} \right).$$

Den Inhalt der Klammer hatte ich also bisher „B“ berechnet, während die wirkliche Konstante um $\frac{C}{8 \pi \varepsilon}$ grösser ist. Zur Berechnung dieser Grösse entnahm ich den Wert für C aus der Tabelle von Pockels, die zwar keine der von mir benutzten Glassorten enthält, aber doch eine sehr ähnliche.

[1] Pockels, Drudes Ann. 7 (745). 1902.

nämlich ein Silikatglas mit 67,5 % PbO. Für dieses Glas ist $C = 0{,}0232 \cdot 10^{-6}$. Die Dieletrizitätskonstante eines solchen Flintglases ist etwa = 9. Daraus berechnet sich $\frac{C}{8\pi\varepsilon} = 0{,}01025 \cdot 10^{-8}$.

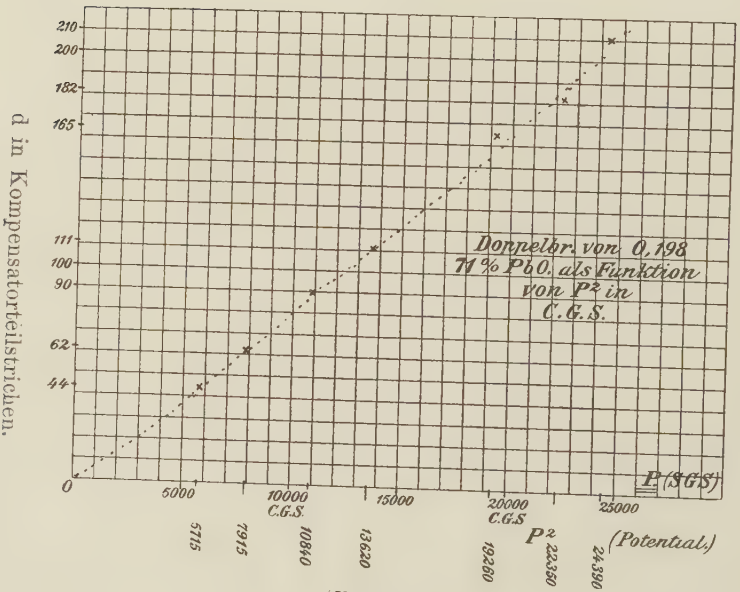
Der Wert der Kerrkonstanten für ein derartig zusammengesetztes Glas ist aber, wie man durch Interpolation zwischen den Werten für ähnliche Bleigläser erhält, etwa $+ 1{,}24 \cdot 10^{-8}$. Es ist damit also erwiesen, dass die Korrektion, die an den gefundenen Werten von B anzubringen wäre, kleiner als 1 % ist, also im Bereiche der Versuchsfehler liegt.

Im ganzen wurden 12 Sorten Gläser untersucht, darunter 7 bleihaltige. Bei den schweren, gelben Flintgläsern ist mir aufgefallen, dass durch das lange Einwirken des elektrischen Feldes ihre elektrische Festigkeit derartig abnimmt, dass sie zum Schlusse oft von einem Potential durchgeschlagen wurden, das bedeutend niedriger war, als das gewöhnlich bei den Messungen benutzte. Die Messungen dauerten allerdings recht lang, da das Einstellen wegen der geringen Lichtintensität ziemlich schwierig war. Ein helleres homogenes Licht, als das der Hg-Lampe lässt sich aber nicht leicht herstellen, und auf die Homogenität durfte ich nicht verzichten, um nicht an Genauigkeit einzubüssen.

No. O 198 (71 % PbO) isolierte sehr gut und hatte die grösste Kerrkonstante aller untersuchten Glassorten. Die Durchschlagsgefahr war bei diesem sehr schweren und weichen Flintglase gross, und es sind mir auch zwei Platten durchgeschlagen worden. Eine Remanenz liess sich kaum nachweisen. Als Konstante ergab sich $B = 1{,}35 \cdot 10^{-8}$.

An diesem Glase, dessen hohe Konstante eine recht genaue Messung zuliess, kann man gut sehen, dass die Doppelbrechung wirklich mit dem Quadrat des Potentials zunimmt, da die Ablesungen des Messkondensators linear mit denen des Versuchsapparates steigen, wie man aus der folgenden Tabelle ersehen kann. Noch besser sieht man es auf der Figur 5.

CS_2 Kond.	Cl Kond.	Pot. in Volt	$B\,10^{-8}$
78	44	22680	1,28
108	62	26700	1,30
148	90	31260	1,37
186	111	35010	1,35
263	165	41640	1,42
305	182	44850	1,35
333	210	46860	1,43
		Mittel	1,35



(Fig. 5.)

No. O 165 (65,5 % PbO) zeigt auch kaum Remanenz. Da dieses Glas bei recht grosser Konstante noch ziemlich

gut ein langes Elektrisieren bei hohem Potential verträgt, so versuchte ich zu konstatieren, in welchem Masse die Kerrkonstante von der Wellenlänge abhängt. Ich mass daher die Doppelbrechung bei Beleuchtung mit Natrium und dem Licht der gelben und grünen Quecksilberlinien. Es ergab sich:

für Hg (grün): $B = 1{,}12 \cdot 10^{-8}$,
„ Hg (gelb): $B = 1{,}01 \cdot 10^{-8}$,
„ Na: $B = 0{,}95 \cdot 10^{-8}$.

B ist hier jedesmal in den betreffenden Wellenlängen gemessen. Um B in absolutem Masse zu bekommen, muss man es mit der Wellenlänge multiplizieren. Dann erst können die Konstanten miteinander verglichen werden. Es ist also:

für Hg (grün): $B' = 6{,}12 \cdot 10^{-13}$,
„ Hg (gelb): $B' = 5{,}85 \cdot 10^{-13}$,
für Na: $B' = 5{,}57 \cdot 10^{-13}$.

Wie zu erwarten war, nimmt die Kerrkonstante mit steigender Wellenlänge ab, und zwar in einem weit grösseren Masse als der Brechungskoeffizient. Eine genauere Bestimmung dieser Abhängigkeit von der Wellenlänge, die ich am Glas O 41 ausgeführt habe, wird an einer späteren Stelle beschrieben.

No. O 41 (61 % PbO) zeigte die Doppelbrechung sehr gut. Eine geringe Remanenz war bei dieser Sorte zu merken. B ergab sich als $1{,}007 \cdot 10^{-8}$.

Als nächstes in der Reihe käme O 118 (44 % PbO), über welches ich an erster Stelle berichtet habe, mit einer Kerrkonstante. $B = 0{,}63 \cdot 10^{-8}$.

No. O 569 (35 % PbO) ist noch ganz gut messbar und zeigt eine schwache Remanenz. $B = 0{,}375 \cdot 10^{-8}$.

No. O 378 (25 % PbO) ist wegen der recht kleinen Konstante schwer zu messen. Eine etwa vorhandene Remanenz ist daher auch nicht mehr nachzuweisen. $B = 0{,}098$.

Die eben aufgezählten 6 Flintglassorten waren alle von gleicher Zusammensetzung, d. h. Silikatgläser mit etwas Kalium

und Natrium. Als letztes Bleiglas wurde No. O 164 untersucht. Es ist dies ein Borosilikatglas mit etwas Tonerde. Die Doppelbrechung war recht klein. Immerhin war sie noch messbar und es konnte das interessante Resultat festgestellt werden, dass dieses Glas einen negativen Kerreffekt hat. Es ist $B = -0{,}224 \cdot 10^{-8}$.

No. O 2994 Borosilikatglas, alkalifrei mit Baryt und Zinkoxyd. Eine Doppelbrechung liess sich nicht nachweisen.

No. O 211 Silikatglas mit Baryt, Zinkoxyd und Kali gibt auch nichts.

No. O 3832 Borosilikatglas mit Kali und Natron zeigt keinerlei Doppelbrechung. Mir schien die Isolationsfähigkeit, die viel geringer war als bei Flintgläsern, durch langes Elektrisieren zuzunehmen. Es ist dies eine Erscheinung, die mir schon bei meinen Vorversuchen mit Gläsern unbekannter Zusammensetzung aufgefallen war. Sie erklärt sich wohl aus der von Warburg[1] untersuchten Elektrolyse. Es entsteht nämlich dabei eine isolierende Schicht von Kieselsäure, die durch Abwaschen des Glases mit Flusssäure entfernt werden kann, was die ursprüngliche Leitfähigkeit wiederherstellt.

No. O 3439 Borosilikatglas mit Kali, Natron und Antimonoxyd, ein ziemlich gut isolierendes Glas, zeigt messbare Doppelbrechung. $B = +0{,}247 \cdot 10^{-8}$.

No. O 3551 Silikatglas mit Natron und Zinkoxyd ist auch doppelbrechend. $B = 0{,}22 \cdot 10^{-8}$.

Die erhaltenen Resultate lassen deutlich erkennen, dass die elektrische Doppelbrechung bei Gläsern sehr von ihrer Zusammensetzung abhängt. Insbesondere scheint der Bleigehalt von grossem Einfluss auf die Erscheinung zu sein und ein Blick auf die folgende Tabelle zeigt, dass die Kerrkonstante mit steigendem PbO-Gehalt und abnehmendem SiO_2-Gehalt zunimmt.

[1] Warburg, Ann. NF. 21 (622). 1884.

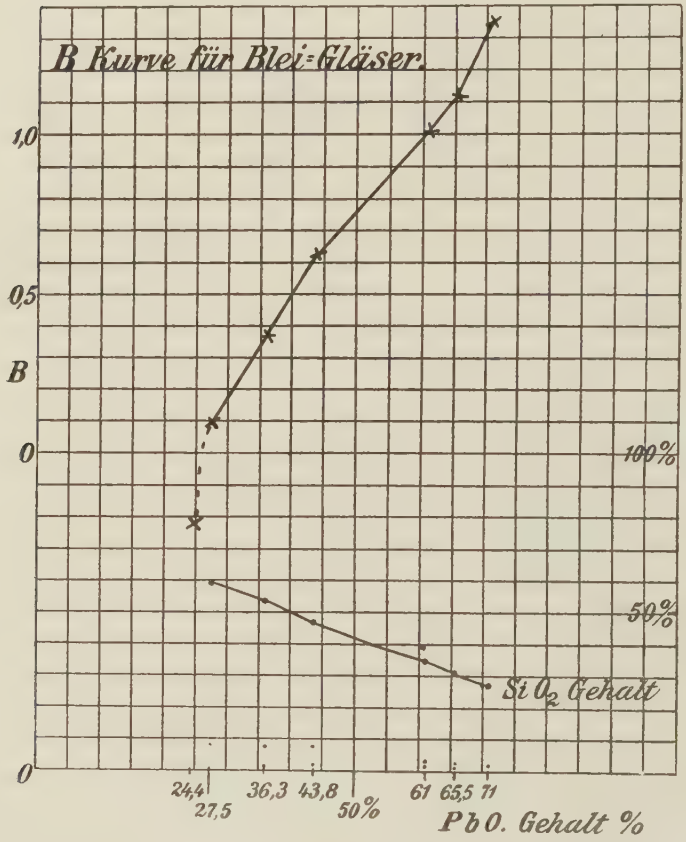
SiO_2	PbO	$B \cdot 10^8$	Schmelz-No.
50,3 %	27,5 %	0,098	O 378
54,1 %	36,3 %	0,375	O 569
46,6 %	43,8 %	0,73	O 118
34,7 %	61,0 %	1,01	O 41
31,2 %	65,5 %	1,12	O 165
27,2 %	71,0 %	1,35	O 198
33,1 %	24,4 %	— 0,224	O 164

Wenn man die Werte von B als Funktion des Bleigehalts auf ein Koordinatenpapier einträgt, so findet man, dass der Wert von B fast linear mit dem Bleigehalt zusammenhängt. Die Kurve (Fig. 6), die etwa bei 24,5 % PbO die Nullinie der Kerrkonstante schneidet, wenn man extrapoliert, lässt bei Bleisilikatgläsern wie den vorliegenden, eine negative Doppelbrechung erwarten, sobald der PbO-Gehalt unter 24,5 % sinkt. Ein solches Glas stand mir nicht zur Verfügung, auch konnte ich es nicht von Schott und Genossen erhalten.

Das letzte Bleiglas, das in der Tabelle angeführt ist, hatte allerdings grade einen Gehalt von 24,4 % PbO, bestand aber sonst aus gleichen Teilen Boroxyd und Siliziumoxyd. Dies Glas hatte negative Doppelbrechung, obwohl es seinem Bleigehalt nach hätte inaktiv sein sollen. Daraus könnte man etwa folgendes zur Erklärung der Erscheinung schliessen: In den ersten 6 gleichgearteten Flintglassorten finden sich in der Hauptsache zwei Verbindungen, die eine entgegengesetzte elektrooptische Wirkung ausüben. Die bleihaltige ist dabei unzweifelhaft der positiv wirkende Teil. Daher kommt es, dass die B-Kurve durch den Nullpunkt gehen hann. In dem Glase No. O 164 müssen sich stärker negativ wirkende Teile befinden, da dasselbe bei einem Bleigehalte von 24 % ein negatives B ergibt.

Aus den anderen Gläsern mit ihrer geringen oder völlig

fehlenden Aktivität weitere Schlüsse zu wagen oder gar Berechnungen anzustellen, wäre nur eine wertlose Spekulation, zumal einfache additive Beziehungen zwischen den elektro-



B-Kurve für Gläser.
(Fig. 6.)

optischen Eigenschaften der Einzelteile nicht zu erwarten sind. Schon bei Flüssigkeiten ist eine einfache Gesetzmässigkeit nicht vorhanden, wie Quincke und Schmidt gezeigt haben.

Es wäre allerdings von Interesse zu untersuchen, wie das elektrooptische Verhalten der reinen Oxyde ist, aus denen die Gläser zusammengesetzt sind.

Mir stand leider nur amorpher Quarz zur Verfügung in Form eines 5 cm langen und 1 mm dicken Plättchens. Ich untersuchte es in der gleichen Anordnung, wie die Gläser. Eine Doppelbrechung konnte ich nicht erzielen, obwohl ich trotz der kürzeren Elektroden, wegen der geringen Dicke der Schicht ebenso günstige Verhältnisse hatte, wie bei den Glasplatten. Es muss also die Kerrkonstante, falls das Phänomen überhaupt auftritt, erheblich kleiner sein als $0{,}1 \cdot 10^{-8}$.

Wie sich bereits bei dem einen Bleiglase gezeigt hatte, ist das vorliegende Phänomen in hohem Masse von der Wellenlänge abhängig. Es soll nun untersucht werden, ob die Abhängigkeitskurve hier ähnlich verläuft, wie beim Brechungskoeffizienten. Um eine Kurve zu bekommen galt es die Kerrkonstante in allen Teilen des Spektrums zu messen. Die Hauptschwierigkeit dabei war, eine geeignete Lichtquelle zu finden. Metalllinien kamen hierbei nicht in Betracht, da dieselben im Rot und Blau selbst im Lichtbogen und im elektrischen Funken zu lichtschwach sind. Es blieb mir daher nichts anderes übrig, als weisses Licht spektral zu zerlegen und einen Teil des Spektrums auszublenden. Der Lichtstärke wegen wurde eine Bogenlampe benutzt. Um möglichst wenig Nebenlicht zu bekommen, wurde das Licht durch zwei Spalte hintereinander geschickt, dann kam eine Sammellinse und ein Prisma, die ein spektral zerlegtes Bild des einen Spaltes auf eine mit Stanniol belegte Glasplatte warfen. Auf diesem Stanniol war ein Spalt ausgeschnitten, der genau so gekrümmt war wie das Spaltbild. Da der so abgegrenzte schmale Bezirk des Spektrums immer noch minimale Verunreinigungen durch Licht aus anderen Teilen des Spektrums aufwies, so wurde das durch den Spalt fallende Lichtbündel noch einmal durch ein Prisma auf ein neues Diaphragma geworfen. Da ich nur das fremde Licht aus dem Lichtbündel entfernen wollte, und

mir daran lag das übrige möglichst zu konzentrieren, so stellte ich das zweite Prisma umgekehrt wie das erste auf. Das auf diese Weise gewonnene Lichtbündel hatte denn auch wirklich die gewünschte Reinheit. Weshalb Verunreinigungen so zu vermeiden waren, soll nachher auseinander gesetzt werden.

Weiter musste die jeweils benutzte mittlere Wellenlänge gemessen werden. Dies liess sich bei der getroffenen Anordnung am einfachsten mit Hilfe des Quarzkompensators machen. Da die Dispersion der Brechungskoeffizienten des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles beim Quarz bekannt ist, so kann man berechnen, wie gross bei jeder Wellenlänge die optisch wirksame Dicke des Kompensators sein muss, um einen Gangunterschied von einer Wellenlänge zu erzeugen. Wenn man diese Quarzdicken dann als Funktionen der Wellenlänge in ein Koordinatensystem einträgt, so kann man umgekehrt bei gegebener Dicke des Kompensators auf der Kurve die zugehörige Wellenlänge ablesen. Die optisch wirksame Dicke des Kompensators lässt sich aus der Trommelablesung leicht berechnen.

Für Natriumlicht ($\lambda = 589$) ist die Differenz der Brechungsindices bei Quarz: 0,00911, wie man aus den Tabellen im Landolt-Börnstein ersehen kann. Es ist dann die Quarzdicke „D“ für eine Wellenlänge Gangunterschied:

$$D = \frac{589 \cdot 10^{-7}}{0{,}00911}$$

Um die Dicke des Kompensators um „D“ zu verändern, muss man, wie durch sorgfältige Messungen gefunden wurde, die Trommel um 6432 Teilstriche weiterdrehen. Es ist also $\frac{\text{„D“}}{6431} = c$, der Dickenänderung des Kompensators pro Teilstrich. Das gibt: $c = 1{,}0054 \cdot 10^{-5}$; dieselbe Berechnung wurde dann für Hg (grün) ausgeführt und gab: $c = 1{,}018 \cdot 10^{-5}$. Für

Hg (gelb) fand sich: $c = 1{,}019 \cdot 10^{-5}$. Das Mittel daraus ist dann:

$$c = 1{,}014 \cdot 10^{-5}.$$

Sämtliche brauchbaren Werte für die Differenz der Brechungsindices, die sich in den Tabellen fanden, wurden auf eine Kurve aufgetragen und für jeden Punkt die Umdrehungszahl „U“ des Kompensators für eine Wellenlänge Gangunterschied berechnet. Es ist ja

$$U = \frac{\lambda}{c \cdot (n_a - n_o)}$$

Die Kurve, die diese Werte gaben, war eine grade Linie (Fig. 7). Mit Hilfe dieser Kurve konnte ich jetzt die Wellenlänge jedes benutzten Lichtes messen, indem ich die Umdrehungszahl des Kompensators von einer Einstellung zur anderen, d. h. für eine Wellenlänge Gangunterschied bestimmte.

Dies ist die Messung, um derentwillen jede Beimischung fremden Lichtes zu vermeiden war. Wenn nämlich in der Apparatur nur eine geringe Doppelbrechung zu kompensieren ist, so liegt die Kompensationseinstellung der eventuellen Verunreinigungen so nahe bei der des benutzten Hauptlichtes, dass auch die Verunreinigungen fast kompensiert sind, und die Einstellung des Kompensators für das Hauptlicht nicht stören. Bei der vollständigen Kompensation würde das Hauptlicht völlig ausgelöscht sein, wenn das Gesichtsfeld nicht durch die dünnen Glimmerplättchen des Halbschattenokulars aufgehellt würde. Die Aufhellung ist so gering, dass eine minimale Beimischung zum Hauptlicht, die nicht kompensiert wäre, die Einstellung fast unmöglich machen würde. Dieser Fall tritt ein bei grosser Doppelbrechung, wie z. B. einer ganzen Wellenlänge, wo das Nebenlicht noch in voller Stärke auftritt, während das Hauptlicht ausgelöscht ist.

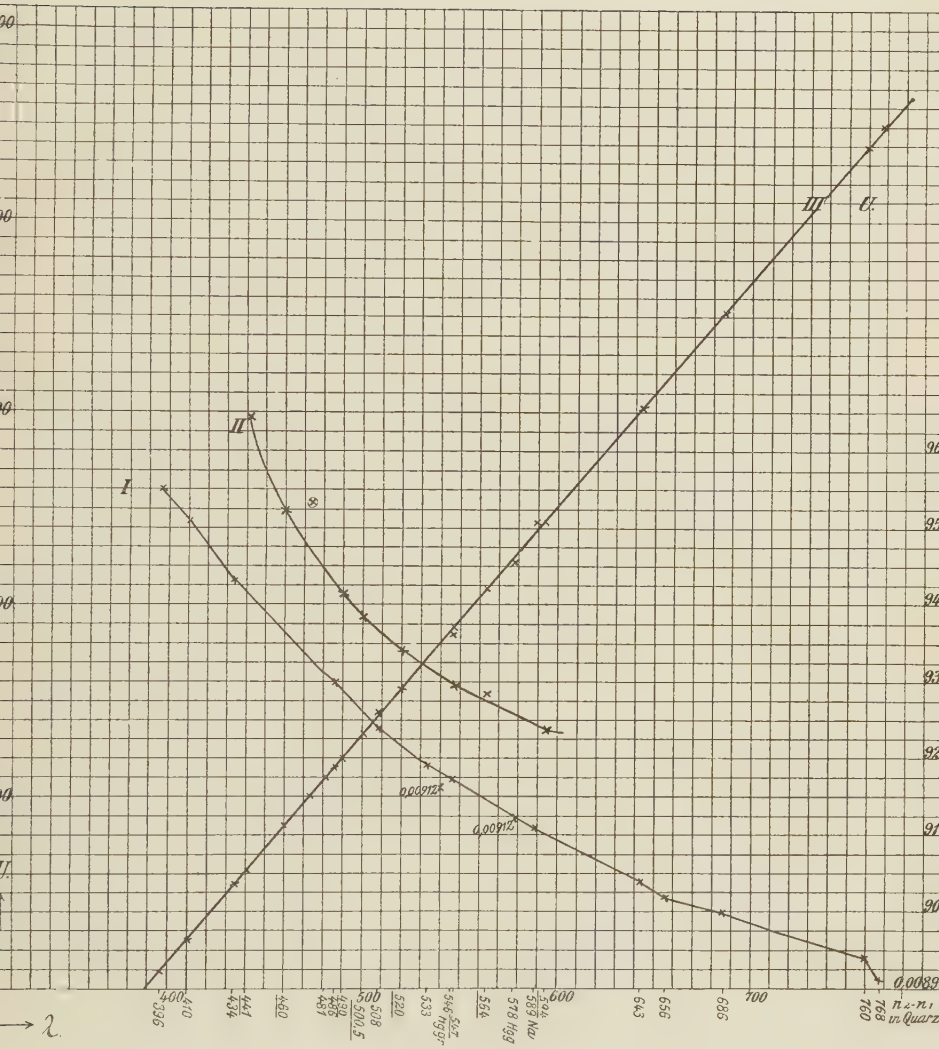
Untersucht wurde O 41 (61 % PbO). Dieses Glas eignete sich besonders gut, da die Durchschlagsgefahr gering und

die Doppelbrechung gross war. Die erste Versuchsreihe wurde mit nicht ganz reinem Lichte ausgeführt, d. h. ohne zweites Prisma. Schon diese Resultate, die ich wegen ihrer Ungenauigkeit nicht im einzelnen anführen will, zeigten, dass B mit steigender Wellenlänge erst schnell und dann langsamer abnimmt. Mit der oben beschriebenen Anordnung wurde eine zweite Versuchsreihe ausgeführt, die auch wirklich eine recht gute Kurve ergibt. Leider wurde die Platte vor der letzten Messung im Rot durchgeschlagen.

In der folgenden Tabelle sind die Umdrehungszahlen des Kompensators „U", die dazu gehörigen Wellenlängen „λ", die Einstellungen des Mess- und Versuchskompensators „E_m" und „E_v" und die Werte von „B" eingetragen. Der grösseren Bequemlichkeit wegen wurde immer bei demselben Potential gearbeitet. Die Trommel des Messkompensators wurde von der Nullstellung ab um 250 Teilstriche gedreht und das Potential immer so reguliert, dass bei dieser Einstellung die Doppelbrechung kompensiert war. Das Potential liess sich mit der bereits erwähnten Platinspitze gut regulieren und blieb bei schnell laufender Elektrisiermaschine konstant.

U	λ	E_m	E_v	$B \cdot 10^{-8}$	$B_{abs} \cdot 10^{-13}$
4623	441	250	148	1,487	6,6
4851	460	250	130	1,243	5,7
5197	490	250	116,3	1,032	5,0
5324	500,5	250	111	0,968	4,85
5559	520	250	106	0,885	4,6
5878	547	250	100	0,790	4,32
6080	564	250	101	0,772	4,35
6431	594	250	93	0,672	4,0

Die Abhängigkeit der Kerrkonstanten von der Wellenlänge ist also, wie ein Blick auf Figur 7 zeigt, weit grösser als die des Brechungsindex. Zahlenmässig findet sich für das



(Fig. 7.)

I. Differenz der Brechungkoeffizienten im Quarz.

II. Disp.-Kurve von B in λ (O 41).

III. Umdrehungszahlen des Kompensators für d = 1 λ berechnet aus I. mit den bekannten Werten U = 6431 (λ = 584) U = 5847 (λ = 546) U = 6220 (λ = 578).

Verhältnis der Brechungskoeffizienten und der Kerrkonstanten im gleichen Intervalle:

$$n_F/n_D = 1{,}0102 \qquad n_D/n_C = 1{,}004$$
$$B'_F/B'_D = 1{,}257 \qquad B'_D/B'_C = 1{,}05$$

Nachdem sich gezeigt hat, dass die Kerrkonstante in so hohem Masse von der Wellenlänge abhängt, ist es nicht zulässig, die Konstante in Wellenlängen als Masseinheit auszudrücken. Man muss sie vielmehr in absolutem Masse messen. Das macht man, indem man beide Seiten der Gleichung

$$d = B\,l\left(\frac{P}{a}\right)^2$$

mit λ multipliziert; dann ist $d \cdot \lambda$ der Gangunterschied in cm und $B \cdot \lambda$ wird zur absoluten Kerrkonstante B'.

Der Gangunterschied in cm ist bekanntlich gleich der Länge der durchstrahlten Schicht multipliziert mit der Differenz der Brechungsindexes:

$$d\lambda = l \cdot (n_a - n_o).$$

Wenn man dies einsetzt, erhält man

$$(n_a - n_o) = B'\left(\frac{P}{a}\right)^2,$$

woraus sich folgende Definition für B' ergibt: Die Kerrkonstante ist gleich der Differenz der Brechungsindices für das Potentialgefälle 1.

Für das Kerrsche Gesetz selber erhält man die einfache Definition, dass die Differenz der Brechungindices einer im elektrischen Felde doppelbrechenden Substanz proportional ist dem Quadrat des Potentialgefälles.

Messung der Kerrkonstanten des Schwefelkohlenstoffs.

Wie ich schon in dem ersten Teile meiner Arbeit erwähnte, stehen die quantitativen Messungen des Kerrphänomens beim Schwefelkohlenstoff, die Quincke und Lemoine ausgeführt haben, im Widerspruch zu einander. Quincke hat mit Natriumlicht und Lemoine mit rotem Licht von unbestimmter Wellenlänge gearbeitet. Da nun die Kerrkonstante mit steigender Wellenlänge abnimmt, hätte Lemoine einen kleineren Wert finden müssen, als Quincke. Tatsächlich aber fand Quincke $32 \cdot 10^{-8}$ und Lemoine $37 \cdot 10^{-8}$. Es muss somit der eine von beiden Werten falsch sein.

Die Genauigkeit meiner im ersten Teil der Untersuchung benutzten Potentialmessmethode beruht auf der genauen Kenntnis dieser Kerrkonstanten und ich habe daher selber eine quantitative Bestimmung derselben ausgeführt.

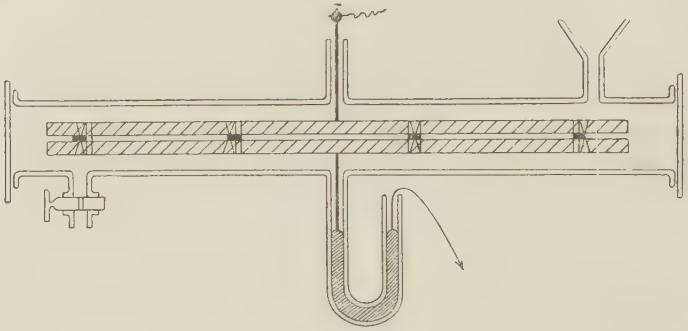
Beschreibung der Apparatur.

Der zur Erzeugung des elektrischen Feldes dienende Kondensator bestand aus zwei dicken Zinkschienen, die möglichst genau aufeinander geschliffen waren. Ihre Länge betrug 46,5 cm bei einer Breite von 4,5 cm. Für die Berechnung der Messungen wurde noch die Wirkung des Randfeldes nach der im ersten Teil der Arbeit bereits erwähnten Formel Lemoines berücksichtigt.

Die Korrektur betrug 0,06 cm, sodass sich die Länge als 46,56 cm ergab. Genau wie bei dem früher beschriebenen Messkondensator wurden die Platten durch 8 (0,191 cm dicke) Glasplättchen auseinandergehalten, und durch Umbinden mit Seidenfaden zu einem festen Ganzen vereinigt.

Wie man aus der Figur 8 ersehen kann, lag dieser Kondensator in einem horizontalen Glasrohr, das etwas länger als die Elektroden war, damit das Randfeld beim Erregen des elektrischen Feldes ganz innerhalb der Flüssigkeit zu liegen kam, und man somit seine elektrooptische Wirkung in Rechnung setzen konnte.

Beiderseitig war die Röhre mit aufgekitteten Glasscheiben verschlossen. Da ich die Möglichkeit haben wollte, leicht



(Fig. 8.)

und schnell den Kondensator herausnehmen zu können, benutzte ich nicht den früher beschriebenen Asbestwasserglaskitt, sondern Rollermasse. Dies ist eine elastische Gallertmasse, die beim Erhitzen flüssig wird und beim Abkühlen wieder erstarrt, ohne jedoch im Laufe der Zeit einzutrocknen. Sie ist nur in Wasser löslich und ist unempfindlich gegen Alkohol, Öl, Benzin und Schwefelkohlenstoff. In der Praxis dient sie zur Herstellung von Farbrollen im Druckereibetrieb statt des viel weniger elastischen Gummis. Diese Masse bewährt sich

beim Verkitten auch der dünnsten Glasscheibchen, da keine Spannungen durch Eintrocknen entstehen, die das Glas sprengen können. Falls man mechanische Festigkeit der Kittstellen braucht, ist es besser Asbestwasserglaskitt zu nehmen.

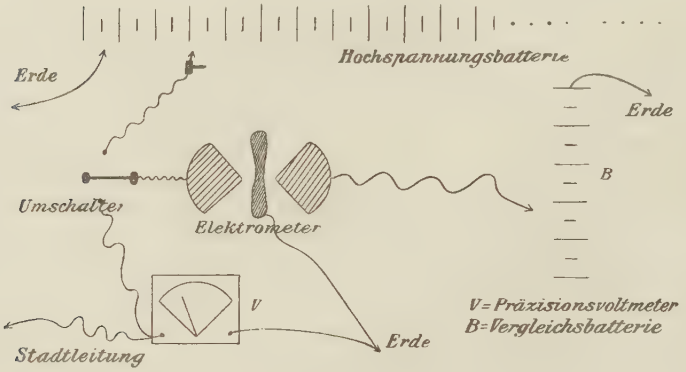
Zum Einfüllen und Ablassen der Flüssigkeit war an das Gefäss oben ein Trichterrohr und unten ein Hahn angeschmolzen. Die Zuleitungen zu den Elektroden führten ebenfalls durch angeschmolzene Röhren. Im übrigen war die optische Anordnung ganz wie die im ersten Teil zur Messung des Glases benutzte.

Als Elektrizitätsquelle bediente ich mich einer Klingelfuessschen Hochspannungsakkumulatorenbatterie. Die ca. 4000 Volt betragende Spannung der Batterie konnte ich nicht im ganzen messen, da mir keine genauen Messinstrumente für ein so hohes Potential zur Verfügung standen. Ich musste daher die Batterie in einzelnen Abschnitten messen, etwa immer 220 Volt. Ein Präzisionsvoltmeter konnte ich nicht direkt benutzen, da die Batterie erstens äusserst empfindlich gegen Stromentnahme ist und ich zweitens den inneren Widerstand der Akkumulatorenzellen nicht kannte. Ich verwandte daher eine Anordnung, bei der ich statisch arbeiten konnte.

Ein Quadrantelektrometer, dessen Spiegel das Bild eines glühenden Platindrahtes an eine Skale warf, wurde bei einer Nadelladung von 220 Volt und Erdung des einen Quadrantenpaares geaicht für eine Ladung des anderen Quadrantenpaares im Intervall von — 2 bis + 2 Volt. Da es nicht praktisch gewesen wäre, die Spannung der Stadtleitung mit dem Voltmeter zu messen und mit einzelnen Abteilungen der Hochspannungsbatterie statisch zu vergleichen, da das Potential der Stadtleitung dauernden Schwankungen unterworfen ist und man daher das Voltmeter bei jeder Messung hätte ablesen müssen, so wurde statt dessen eine Gruppe von Hochspannungsakkumulatoren (Vergleichsbatterie) gesondert aufgestellt, mit der Stadtleitung, deren Spannung durch ein

Präzisionsvoltmeter bestimmt wurde, verglichen und dann zur Messung der Teilspannungen der Hochspannungsbatterie verwendet.

Die Schaltung bei den Messungen war folgende:



(Fig. 9.)

Zwischen dem Erdleiter und dem negativen Pol der Stadtleitung wurde ein Siemensches Präzisionsvoltmeter eingeschaltet und der negative Pol desselben mit dem einen Quadrantenpaar des Elektrometers verbunden. Das andere Quadrantenpaar konnte durch einen geeigneten Kontakt mit jeder beliebigen Stelle der Vergleichsbatterie verbunden werden, deren positiver Pol geerdet war. Das Gehäuse des isoliert aufgestellten Elektrometers war mit dem einen Quadrantenpaar verbunden und die Nadel wurde geerdet, um wieder eine Potentialdifferenz von 220 Volt zwischen Nadel und Quadranten zu erzielen. Die sämtlichen Leitungen führten frei durch die Luft und waren sorgfältig isoliert.

Durch einen Umschalter konnte man das eine Quadrantenpaar von der Stadtleitung trennen und dafür an die Zuleitung zu einem Kontaktstift legen. Durch diesen, mit isoliertem Handgriff versehenen Kontaktstift konnte ich eine

Verbindung mit jeder Stelle der Hochspannungsbatterie herstellen. Eine Erdleitung liess sich ebenfalls an beliebiger Stelle anbringen.

Messungen.

Zuerst wurde das Elektrometer mit der Stadtleitung verbunden und die Zellenzahl der Vergleichsbatterie solange verändert, bis nur noch eine geringe Potential-Differenz zwischen der Stadtleitung und der Vergleichsbatterie vorhanden war. Dann musste das Elektrometer und das Siemenssche Voltmeter gleichzeitig abgelesen werden.

Da ich das nicht allein machen konnte, war Herr stud. Hammer so liebenswürdig, mir bei diesen Messungen zu helfen. Da jede kleine Potentialschwankung in der Stadtleitung Schwingungen des Elektrometers verursachte, musste für die Ablesung immer der Augenblick abgepasst werden, an dem beide Instrumente in Ruhe waren. Es wurden gewöhnlich drei Messungen gemacht und die Ablesungen am Elektrometer zur Korrektion der Voltmeterablesungen benutzt. Dann wurde umgeschaltet und das Elektrometer mit der Hochspannungsbatterie verbunden.

Da es nicht möglich ist, die einzelnen Zellen einer Hochspannungsbatterie absolut gegen die Erde zu islolieren, so entsteht beim Zusammenschalten der ganzen Batterie ein geringer Strom, der die Spannung der Zellen herabsetzt, so dass man nicht genau dieselben Werte erhalten würde, wenn man eine Gruppe von Zellen misst, die in Verbindung mit der ganzen Batterie steht, oder von ihr getrennt ist. Es wurde daher immer die ganze Batterie zusammengeschaltet und dann gemessen. Zuerst erdete ich den positiven Pol und tastete mit Hilfe des Kontaktstiftes eine Zelle nach der anderen ab, bis ich die Stelle gefunden, an der das Elektro-

meter nur noch einen geringen Ausschlag gab. Mit Hilfe der Korrektionstabelle berechnete ich dann aus der Spannung der Vergleichsbatterie die Spannung der abgetasteten Zellengruppe. Dann legte ich die Erdleitung an das andere Ende dieser Zellengruppe und tastete eine weitere Gruppe ab. In dieser Weise fuhr ich fort, bis die ganze Hochspannungsbatterie in einzelnen Gruppen gemessen war.

In der Mitte und am Ende dieser Messung wurde noch einmal die Spannung der Vergleichsbatterie mit der Stadtleitung gemessen, um zu sehen, ob die Batterie sich etwa im Laufe der Untersuchung verändert. Es wurde dabei auch einigemale eine geringe Veränderung wahrgenommen, die bei der Berechnung berücksichtigt wurde.

Da es infolge der Strömung, die durch die Isolationsfehler bei der zusammengeschalteten Hochspannungsbatterie entsteht, nicht ausgeschlossen war, dass es die Gesamtspannung der Batterie beeinflusste, wenn man die Erdleitung an verschiedene Stellen legt, machte ich einen entsprechenden Versuch. An das eine Ende der Batterie legte ich die Nadel und an das andere die Quadranten eines Siemensschen Elektrometers, an dem ich noch Potentialschwankungen von 5 Volt konstatieren konnte, und fand, dass es für die Gesamtspannung von keinerlei Einfluss war, wenn ich eine beliebige Stelle der Batterie erdete.

Sobald ich die Spannung der Batterie durch das eben beschriebene Abtasten bestimmt hatte, was im Minimum $^3/_4$ Stunden dauerte, wurde sofort der eine Pol geerdet und der andere mit meinem Schwefelkohlenstoffkondensator verbunden und die Bestimmung der Doppelbrechung ausgeführt. Nach Beendigung einer meiner Messungen habe ich die Spannung der Batterie zur Kontrolle wieder gemessen und gefunden, dass das Potential konstant geblieben war.

Gleichzeitig mit der Messung des Kerrphänomens wurde auch die Temperatur des Schwefelkohlenstoffs bestimmt, da

Schmidt gefunden hat, dass die Kerrkonstante für 2,4° Temperatursteigerung um 1% abnimmt.

Die ersten Versuchsreihen wurden mit Natriumlicht ausgeführt, und die gefundenen Werte von B für die einzelnen Versuchsreihen auf 20° reduziert und nach der Anzahl der Einzelmessungen für das Gesamtresultat verwertet. Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen.

Pot. in Volt	Doppelbrechung in Teilstr. d. Komp.	Temperatur	$B \cdot 10^{-8}$
3787,0	419,0	22°	32,05
3783,0	410,0	22°	31,36
3797,6	420,5	22°	31,96
3766,6	421,8	22°	32,50
3780,9	410,5	21°	31,50

$10^8 B_{(Na)}$ im Mittel = **32,05** für 20°.

Als nächstes führte ich eine Messung aus unter Benutzung der grünen Linie aus dem Spektrum der Quecksilberbogenlampe. Es ergab sich bei einem Potential von 3900,4 Volt eine Doppelbrechung von 463,5 (5846 λ_{Hg}). Daraus berechnet sich für 20°:

$$B_{Hg} = 36{,}75 \cdot 10^{-8}.$$

Eine entsprechende Messung für das Licht der gelben Quecksilberlinien ergab bei gleicher Spannung und Temperatur:

$$B_{578} = 32{,}99 \cdot 10^{-8}.$$

Zur Kontrolle dieser absoluten Messungen führte ich eine Reihe relativer Messungen der Doppelbrechung für Natrium- und Quecksilberlicht bei einem unbekannten Potential von ca. 4000 Volt aus. Die Mittelwerte aus den Doppelbrechungen der einzelnen Messreihen, ausgedrückt in Trommelteilen des Kompensators, waren:

für Hg: 558,3; für Na: 437,8; für Hg: 457,3;
für Na; 436,9; für Hg: 457,3.

Als Mittel ergibt sich daraus das Verhältnis:

$$B_{Hg}/B_{Na} = 1{,}047.$$

Aus dem Werte $B_{Hg} = 36{,}75 \cdot 10^{-8}$ berechnet sich daher $B_{Na} = 31{,}92 \cdot 10^{-8}$, also fast genau derselbe Wert wie der direkt gemessene, B = 32,05 (Diff. = 0,4 %).

Umgekehrt findet man für B_{Hg}, berechnet aus $B_{Na} = 32{,}05$ den Wert: $B_{Hg} = 36{,}9 \cdot 10^{-8}$.

Als Gesamtresultat dieser Messungen ergibt sich dann:

$$B_{Na} = 31{,}98 \cdot 10^{-8}$$
$$B_{578} = 32{,}99 \cdot 10^{-8}$$
$$B_{546} = 36{,}82 \cdot 10^{-8}.$$

Wenn man diese Werte von B für Schwefelkohlenstoff in ihrer Abhängigkeit von λ mit denen des Glases O 41 vergleicht, so sieht man, dass die Abhängigkeit bei beiden Substanzen ebensogross ist.

Als letzte Punkte, die notwendigerweise untersucht werden mussten, blieb erstens die Prüfung des Kerrschen Gesetzes, und zweitens die Abhängigkeit der Kerrkonstanten von geringen Unreinigkeiten.

Es fand sich für ein Potential von 2991,5 Volt als Konstante B = 32,4. Diese geringe Differenz gegen die früher gefundenen Werte ist lediglich den weniger günstigen Versuchsbedingungen und der geringeren Anzahl von Messungen zuzuschreiben. Wenn man die gefundenen Werte mit denen Quinckes vergleicht, die er bei bedeutend höheren Spannungen gemessen hat, so sieht man, dass die Kerrkonstante auch bei hohem Potential unverändert bleibt und dass die Werte Quinckes[1] richtig sind.

Zur Untersuchung der zweiten Frage, machte ich bei gleichbleibendem Potential relative Messungen zwischen der

[1] Quincke fand $B = 32{,}8 \cdot 10^{-8}$ und $31{,}95 \cdot 10^{-8}$.

Doppelbrechung alten, lange gebrauchten Schwefelkohlenstoffs und der von wasserklarem, frisch von der Fabrik gekommenen Schwefelkohlenstoff. Als Resultat fand ich im Mittel aus je 22 Messungen:

$d = 453{,}5$ für das gelbe CS_2 und
$d = 452{,}0$ für das weisse CS_2.

Es zeigt sich also, dass diese zwei sehr verschiedenen Proben von Flüssigkeit kaum verschiedenes Verhalten zeigen.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Es ist nachgewiesen worden, dass das von Kerr im Glas gefundene, elektrooptische Phänomen wirklich in Gläsern auftritt und dass es dem Kerrphänomen in Flüssigkeiten völlig entspricht, d. h. in einem homogenen elektrischen Felde auftritt, vom Quadrat des Potentialgefälles abhängt und momentan mit diesem erscheint und verschwindet.

2. Über den Einfluss der Zusammensetzung des Glases auf die Grösse der Kerrkonstanten lässt sich mit Bestimmtheit nur aussagen, dass die Konstante mit steigendem Bleigehalte wächst. Die Wirkung der bleihaltigen, elektrooptisch wirksamen Verbindung im Glase ist unzweifelhaft positiv. Ob die Oxyde, aus denen Glas synthetisch zusammengesetzt wird, das Kerrphänomen zeigen, hat sich noch nicht entscheiden lassen. Bei amorphem Siliziumoxyd, dem einzigen von mir untersuchten, liess es sich mit den zu Gebote stehenden Hilfsmitteln nicht nachweisen.

3. Die Kerrkonstante des Schwefelkohlenstoffs ist für Natriumlicht $= 31{,}98 \cdot 10^{-8}$ gefunden. Dieser Wert stimmt mit den von Quincke gefundenen Werten gut überein.

4. Geringe Verunreinigungen des Schwefelkohlenstoffs sind kaum von Einfluss auf die Kerrkonstante, wodurch die Versuche von Schmidt bestätigt werden.

5. Die durch das Kerrphänomen verursachte Doppelbrechung hängt in hohem Masse von der Wellenlänge des

benutzten Lichtes ab. Als Masseinheit für die Kerrkonstante ist daher statt der Wellenlänge das Centimeter vorzuziehen. Im C. G. S.-System definiert sich dann die Kerrkonstante als Differenz der Brechungskoeffizienten für parallel und senkrecht zu der Richtung des Feldes polarisierte Strahlen beim Potentialgefälle Eins.

6. Das Kerrphänomen lässt sich gut zur Messung hoher Potentialdifferenzen verwenden.

Herrn Geheimrat Himstedt möchte ich an dieser Stelle für die Anregung zu dieser Arbeit danken. Es sei mir auch erlaubt ihm, wie Herrn Professor Königsberger, für die grosse Bereitwilligkeit, mit der sie mir jederzeit mit Rat zur Seite standen und die nötigen Apparate zur Verfügung stellten, meinen herzlichsten Dank abzustatten.